

НАХОЖДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ПУЛЬСАРАХ

Г.С.СААКЯН, Г.Ф.ХАЧАТРЯН

Поступила 15 октября 1999

В работе показано, что знание плотности потока энергии радиоизлучения, скорости возрастания периода и расстояния пульсара позволяет вычислить все остальные его важнейшие характеристики (телесный угол пучка радиоизлучения, радиосветимость, телесный угол пучка гамма-излучения, плотность потока энергии гамма-излучения, а также магнитный момент, момент инерции и массу нейтронной звезды). В конце статьи приведены формулы, по которым можно вычислить упомянутые характеристики пульсаров. В качестве иллюстрации в табл.2 и 3 приведены результаты расчетов для ряда пульсаров.

1. *Введение.* Априори ясно, что характер наблюдаемых явлений в пульсарах определяется магнитными моментами и угловыми скоростями вращения нейтронных звезд. Задачей теории является осмысление этих явлений и нахождение количественных соотношений для них.

Первым важным шагом после открытия пульсаров было понимание обстоятельства, что в этих объектах мы имеем дело со специфическим проявлением нейтронных звезд. Вслед за этим встала сложная проблема осмысления наблюдаемых мощных потоков энергии радиоизлучения в этих небольших по размерам объектах. Сразу же сформировалось всеобщее мнение, что в пульсарах мы имеем дело с когерентным механизмом образования радиоизлучения в непосредственном окружении (в магнитосфере) нейтронной звезды. Однако для установления истинного конкретного механизма образования радиоизлучения потребовалось более чем два десятка лет.

В пульсарах, кроме их периода P , основными измеряемыми параметрами являются плотности потоков энергии излучения F , расстояния d и скорости возрастания периодов $\dot{P}$. Ценную информацию о параметрах нейтронной звезды пульсара содержит в себе его поток энергии в радиодиапазоне (радиосветимость L). Если из теории известна зависимость радиосветимости от периода вращения P и магнитного момента μ нейтронной звезды $L(P, \mu)$, то, сравнивая ее с наблюдаемой радиосветимостью L_0 , можно вычислить магнитный момент нейтронной звезды. Светимость L_0 не является непосредственно наблюдаемой величиной: она вычисляется, если измерена плотность потока энергии радиоизлучения, определено расстояние пульсара и известен телесный угол пучка радиоизлучения. Телесный угол пучка радиоизлучения должен

определяться теорией в виде аналитической зависимости от основных параметров P и μ пульсара. Однако предварительное представление о нем можно составить и по ширине профиля радиоимпульса. Нужно иметь в виду, что при получении данных, необходимых для вычисления радиосветимости пульсара, ошибки неизбежны, поэтому в итоге она определяется с заметными ошибками. Таким образом, из равенства $L(P, \mu) = L_0$ значение магнитного момента нейтронной звезды пульсара получается с немалыми ошибками, достигающими в отдельных случаях до нескольких сот процентов. Уместно заметить, что в научной литературе при вычислении радиосветимостей пульсаров для телесного угла пучка радиоизлучения обычно принимается значение 1, которое несомненно является грубым приближением.

Особенности пульсара определяются магнитным моментом μ и угловой скоростью вращения $\Omega = 2\pi/P$ нейтронной звезды. В частности знание магнитного момента позволяет вычислить поток энергии γ - излучения пульсара. Основным запасом энергии пульсара является энергия его вращения. Уменьшение этой энергии обусловлено в основном γ - излучением пульсара и отчасти исходящим из радиационного канала (канал открытых магнитных силовых линий нейтронной звезды) ультрарелятивистским потоком электронов (позитронов). Радиосветимость пульсара на несколько порядков меньше его γ - светимости. Поэтому, если известны γ - светимость и скорость возрастания периода пульсара $\dot{P}$, то можно непосредственно вычислить момент инерции нейтронной звезды. Знание же момента инерции автоматически приводит к знанию массы нейтронной звезды, ибо между ними существует однозначная связь. Идеология определения параметров нейтронной звезды по измеренным характеристикам пульсара, разумеется, предполагает наличие соответствующей теоретической базы. Такая база была разработана в работе [1] и свое дальнейшее развитие получила в работе [2] и обзоре [3].

Наши предшествующие работы были посвящены определению магнитных моментов нейтронных звезд и γ - светимостям пульсаров [5]. В настоящей статье обсуждаются вопросы о том, что, в принципе, по наблюдаемым данным можно определить моменты инерции и, следовательно, массы нейтронных звезд в пульсарах.

2. Излучение пульсаров. Здесь мы будем пользоваться готовыми формулами, приведенными в [3], опуская в них мало отличающиеся от единицы множители, содержащие угол наклона магнитной оси к оси вращения и радиус нейтронной звезды R_0 , измеренный в единицах 10^6 см.

Так, для потока энергии в диапазоне радиочастот (радиосветимость) была получена формула

$$L = 3.79 \cdot 10^{28} c_k^2 \cdot c_h^{3/4} \mu_{30}^2 P^{-8/7} \text{ эрг/с}, \quad (1)$$

где μ_{30} - магнитный момент нейтронной звезды в единицах 10^{30} эрг/Гс, c_k и c_h - постоянные коэффициенты порядка единицы, значения которых мы

уточним позже. Коэффициент c_k был введен в формуле для потока частиц, формируемого в магнитной воронке (область над магнитной шапкой нейтронной звезды, где благодаря специфическим радиационным процессам происходит формирование радиоизлучения пульсара) [1]. Необходимость введения этого коэффициента возникла при написании формулы (29) в работе [3], откуда и можно составить полное представление о нем. В [4] при вычислении магнитных моментов нейтронных звезд, как наивероятное значение, было принято $c_k \approx 0.1$. Коэффициент c_h был введен в формуле

$$h \approx 1.07 \cdot 10^7 c_h \mu_{30}^{1/3} P^{-4/21} \text{ см} \quad (2)$$

для высоты магнитной воронки. По объективным причинам более точное определение h невозможно, поэтому в [2] введен этот коэффициент, значение которого позже мы уточним с учетом данных наблюдений. Пучок радиоизлучения имеет форму конуса, телесный угол которого равен [3]

$$\Omega_{\text{рад}} \approx 1.59 \cdot 10^{-2} c_h \mu_{30}^{1/3} P^{-25/21}. \quad (3)$$

Теперь, учитывая это выражение телесного угла, можно по наблюдаемой плотности монохроматического потока энергии радиоизлучения оценить радиосветимость пульсара:

$$L_0 \approx \Omega_{\text{рад}} d^2 \cdot 4 \cdot 10^8 S_{400} \approx 6.06 \cdot 10^{23} c_h S_{400} d^2 \mu_{30}^{1/3} P^{-25/21} \text{ эрг/с}, \quad (4)$$

где S_{400} - плотность потока энергии на частоте 400 МГц в единицах mJy и d - расстояние пульсара в единицах килопарсек. Здесь в основу оценки (4) положено то важное обстоятельство, что для большинства пульсаров спектр энергии радиоизлучения при частоте $\nu = 400$ МГц имеет максимум (поэтому в основном на этой частоте обычно производятся измерения потоков энергии радиоизлучения), что позволяет для полной плотности потока энергии радиоизлучения написать оценку $F \approx 4 \cdot 10^8 S_{400}$.

Приравнявая (1) и (4), для магнитного момента нейтронной звезды пульсара получаем

$$\mu_{30} \approx 1.33 \cdot 10^{-3} \frac{c_h^{0.15} (S_{400} d^2)^{0.6}}{c_k^{1.2} P^{1/35}}. \quad (5)$$

Таким образом, знание монохроматической плотности потока энергии радиоизлучения и расстояния пульсара позволяет оценить величину магнитного момента нейтронной звезды.

Исключая из (4) магнитный момент μ_{30} , мы приходим к следующему результату для радиосветимости пульсара:

$$L_0 = \frac{6.66 \cdot 10^{22} c_h^{21/20} (S_{400} d^2)^{1.2}}{c_k^{0.4} P^{1.2}} \text{ эрг/с}. \quad (6)$$

Таким образом, если измерен монохроматический поток энергии радиоизлучения S_{400} и определено расстояние d пульсара, то по этой формуле

можно сразу вычислить полный поток энергии его радиоизлучения. Ниже, говоря о наблюдаемой радиосветимости пульсара, мы подразумеваем вычисленный по формуле (6) поток энергии.

Перейдем к обсуждению вопроса о γ - излучении пульсара. В радиационном канале, из-за сильного магнитного поля и обусловленного им весьма интенсивного синхротронного излучения, движение электронов (позитронов) происходит только по магнитным силовым линиям. Но поскольку эти силовые линии искривлены, электроны, двигаясь по ним, испускают γ - излучение, называемое "изгибным излучением". Движение электронов в радиационном канале с учетом радиационных потерь энергии исследовалось в работе [6]. Было найдено, что энергия электрона хорошо описывается аппроксимациями:

$$\gamma(x) \approx x^{-3/4}, \quad 1 + 0.02/\Omega \leq x \leq 7\sqrt{\Omega}, \quad (7)$$

$$\gamma(x) \approx [200\Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega})]^{-1/3}, \quad x > 7\sqrt{\Omega}. \quad (8)$$

Здесь $x = r/R$ (R - радиус нейтронной звезды, r - расстояние от ее центра), $\gamma(x) = \gamma(x)/\gamma_m$, $m_e c^2 \gamma$ - энергия электрона, наконец, $\gamma_m \approx 3.25 \cdot 10^8 \mu_{30}^{1/4}$ (здесь опущен множитель $R_6^{-0.25} \approx 1$ и зависящие от угла наклона множители порядка единицы) [3].

Именно изгибным излучением обусловлены основные явления, наблюдаемые в пульсарах. Процессы рождения квантов высоких энергий $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$ и аннигиляции этих квантов на электронно-позитронные пары происходят весьма интенсивно в нижней части радиационного канала, на расстояниях $1 \leq x \leq 7\sqrt{\Omega}$, где магнитное и электрическое поля достаточно сильные. В этой части радиационного канала характерная энергия квантов изгибного излучения равна [7,9]

$$\hbar\omega_c \approx \frac{3c\hbar\gamma^3}{2\rho_c} \approx 7.03\Omega^{1/2} \mu_{30}^{3/4} x^{-11/4} \text{ эрг}, \quad (9)$$

где использована аппроксимация (7), пропущены множители, содержащие R_6 и угол наклона, которые мало отличаются от единицы, ρ_c - радиус кривизны магнитных силовых линий:

$$\rho_c \approx \frac{4}{3} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2} = 2.31 \cdot 10^8 \left(\frac{R_6 x}{\Omega} \right)^{1/2} \text{ см.}$$

Вопрос γ - излучения рассматривался в работах [2,3], ниже мы будем пользоваться результатами, приведенными в них. Бурное образование квантов гамма - излучения, разумеется, происходит в магнитной воронке, однако значительная часть их исчезает, рождая e^+e^- - пары: $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Наблюдаемое гамма - излучение пульсара образуется в радиационном канале, в основном на расстояниях $\hbar \leq r \leq 2\hbar$ от магнитной шапки, т.е. вблизи потолка магнитной воронки. Оно, безусловно, является изгибным излучением, движущихся по

открытым магнитным силовым линиям электронов ультрарелятивистских энергий. Гамма - излучение испускается в касательном к магнитным силовым линиям направлении, поэтому нетрудно определить форму его пучка. Пучок γ - излучения пульсара имеет форму полого конуса, внешний телесный угол которого равен

$$\Omega_\gamma \approx 3.66 \cdot 10^{-2} c_h \mu_{30}^{1/3} P^{-25/21}, \quad (10)$$

а внутренний телесный угол его примерно такой же, как внешний телесный угол пучка радиоизлучения [3]. В этой работе для γ - светимости пульсара было получено

$$L_\gamma \approx 6.69 \cdot 10^{34} \frac{c_k}{c_h^4} \mu_{30}^{2/3} P^{-26/21} \text{ эрг/с.} \quad (11)$$

Подставляя в эту формулу выражения μ_{30} из (5), получаем

$$L_\gamma \approx 8.09 \cdot 10^{32} \frac{c_k^{0.2} (S_{400} d^2)^{0.4}}{c_h^{3.9} P^{44/35}} \text{ эрг/с.} \quad (12)$$

Телесный угол пучка γ - излучения (10) также выразим через наблюдаемые параметры пульсаров S_{400} и d :

$$\Omega_\gamma \approx 4.02 \cdot 10^{-3} \frac{c_k^{1.05} (d^2 S_{400})^{0.2}}{c_h^{0.4} P^{1.2}}. \quad (13)$$

Приведем также формулу плотности потока энергии γ - излучения:

$$F_\gamma = \frac{L_\gamma}{\Omega_\gamma d^2} = 2.11 \cdot 10^{-8} \frac{c_k^{0.6} (d^2 S_{400})^{0.2}}{c_h^{4.95} d^2 P^{2/35}} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с.} \quad (14)$$

В случае γ - излучения непосредственно доступна измерению именно эта величина. Напомним, что в этой и в предыдущих формулах расстояние пульсара измеряется в килопарсеках.

Кроме радио и γ - излучения из радиационного канала пульсара исходит также ультрарелятивистский поток электронов. Электроны покидают магнитосферу нейтронной звезды у светового цилиндра, т.е. на расстоянии $r \approx R x_c \approx c/\Omega$. В соответствии с аппроксимацией (8) энергия электронов при этом приблизительно равна

$$\epsilon_e(x_c) = m_e c^2 y_m y(x_c) \approx 22.4 \mu_{30}^{1/4} [\Omega(1 - 0.18 \ln \Omega)]^{-1/3} \text{ эрг.} \quad (15)$$

Следовательно, поток энергии, уносимый электронами, равен

$$L_e = I_e \epsilon_e(x_c) \approx 6.16 \cdot 10^{33} \frac{c_k}{c_h} \mu_{30}^{11/12} \Omega^{10/21} (1 - 0.18 \ln \Omega)^{-1/3} \text{ эрг/с.} \quad (16)$$

Здесь I_e - поток электронов через радиационный канал, за потолком магнитной воронки [9]:

$$I_e \approx 2.75 \cdot 10^{32} \frac{c_k}{c_h} \Omega^{17/21} \mu_{30}^{2/3} \text{ частиц/с.} \quad (17)$$

В этих формулах пропущены множители, содержащие R_e и угол наклона, поскольку они мало отличаются от единицы. Телесный угол потока электронов значительно шире, чем телесный угол пучка γ - излучения, ибо электроны вплоть до их выхода из радиационного канала двигаются по магнитным силовым линиям. Поток энергии, уносимый электронами, порядка потока энергии γ - излучения, но меньше его, а поток энергии радиоизлучения на несколько порядков меньше этих величин.

3. *О моменте инерции нейтронных звезд.* В изолированных пульсарах основным источником потоков энергии, обусловленных их излучением, является энергия вращения нейтронной звезды

$$E_{\text{rot}} = I \Omega^2 / 2, \quad (18)$$

где I - момент инерции звезды. Энергии магнитного поля и внутренняя тепловая значительно меньше этой энергии. Следовательно, в соответствии с потерями энергий от двух радиационных каналов пульсара, имеем

$$I \Omega \dot{\Omega} = -2(L_\gamma + L_g + L_{\text{рад}}) \approx -2 L_\gamma.$$

Учитывая (12) и $\Omega = 2\pi/P$, откуда получаем

$$I \approx 4.1 \cdot 10^{31} \frac{c_k^{0.2} P^{61/35} (S_{400} d^2)^{0.4}}{c_h^{3.9} \dot{P}}. \quad (19)$$

Таким образом, если параметры $\dot{P}$, S_{400} , d пульсара уже определены, то можно с точностью значения коэффициента $c_k^{0.2}/c_h^{3.9}$ найти момент инерции нейтронной звезды.

Дальнейшая наша цель состоит в том, чтобы по формуле (19) вычислить моменты инерции нейтронных звезд наблюдаемых пульсаров и затем сопоставить с их возможными теоретическими значениями. Известно, что нейтронные звезды представлены устойчивой ветвью звездных конфигураций из вырожденного вещества [8,10,11]. По теории значения моментов инерции нейтронных звезд находятся в интервале

$$3.3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2. \quad (20)$$

Достоверность этого результата не вызывает каких - либо сомнений, ибо расчеты вырожденных звездных конфигураций проводились на основе релятивистской теории гравитации и использовалось наиболее точное уравнение состояния вырожденного вещества [8,11].

В благоприятном случае, когда вычисленное по формуле (19) значение момента инерции окажется в интервале (20), можно считать, что поставленная перед нами задача об определении параметров нейтронной звезды пульсара решена. В самом деле, значение момента инерции звезды позволяет сразу определить ее массу, так как между ними существует однозначная связь. Таблицы зависимостей параметров нейтронных звезд от центрального давления

приведены в работе [11] (см. также монографию [8] и обзор [3]). Построенная по табличным данным зависимость $\log I_{44}$ от $\log(M/M_\odot)$ хорошо аппроксимируется прямой линией

$$\log I_{44} \approx 1.01 + 1.654 \log(M/M_\odot),$$

где M - масса нейтронной звезды, $I_{44} = 10^{-44} I$. Отсюда получается следующая простая зависимость между массой и моментом инерции нейтронных звезд:

$$\frac{M}{M_\odot} \approx 0.245 I_{44}^{0.605}. \quad (21)$$

Точность этой аппроксимации достаточно высокая.

Формула (19) при вычислении моментов инерции справедлива только для изолированных пульсаров, не подверженных внешним воздействиям. Она становится неверной для нейтронных звезд, находящихся в условиях аккреции масс. Нейтронная звезда находится в условиях аккреции масс, когда она составляет тесную двойную систему с обычной звездой или когда при своем поступательном движении длительное время пребывает в сравнительно плотном космическом облаке. Аккреционные потоки масс не сразу падают на нейтронную звезду. Массы сначала захватываются на кеплеровские орбиты нейтронной звезды, образуя вокруг нее аккреционный диск с определенным моментом количества движения, откуда затем вещество, постепенно падая на звезду, может сообщать ей вращательный момент обратного направления, приводящий к уменьшению темпа замедления ее вращения, т.е. к уменьшению $\dot{P}$. При достаточно высоком темпе аккреции масс на нейтронную звезду может даже произойти ускорение ее вращения. В самом деле, известны нескольких случаев с $\dot{P} < 0$. Миллисекундные пульсары, по-видимому имеют такое происхождение.

Реальная возможность определения моментов инерции нейтронных звезд в пульсарах существенно ограничена также большими ошибками, обычно имеющими место при измерении монохроматической плотности потока S_{400} и при определении расстояния d . Так, относительная ошибка вычисленного по формуле (19) момента инерции равна

$$\frac{\Delta I}{I} \approx \left[0.16 \left(\frac{\Delta S_{400}}{S_{400}} \right)^2 + 0.64 \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (22)$$

Ситуация здесь такая, что относительные ошибки S_{400} и d могут достигать нескольких сот процентов, поэтому $\Delta I/I$ в некоторых случаях может иметь значение, заметно большее единицы.

Заметная неопределенность в деле нахождения момента инерции нейтронной звезды пульсара существует также из-за того, что нам не известны точные значения коэффициентов c_1 и c_2 . При вычислении I на результат, особенно сильно скажется неточность в знании коэффициента c_2 , входящего в формулу (19) в виде множителя c_2^{-4} . Поэтому, прежде чем приступить к обсуждению основных

результатов, мы должны произвести уточнения в значениях этих коэффициентов.

Прекрасную возможность для получения ценной информации о постоянных коэффициентах c_k и c_h предоставляет нам формула плотности потока энергии γ - излучения (14). Если эта величина уже измерена, то с помощью упомянутой формулы можно сразу же вычислить $c_h^{4.95} c_k^{-0.6}$:

$$\frac{c_h^{4.95}}{c_k^{0.6}} \approx 2.11 \cdot 10^{-8} \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{F_\gamma^0 P^{2/35} d^2}, \quad (23)$$

где F_γ^0 - измеренная плотность потока энергии излучения пульсара.

Таблица 1

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМБИНАЦИИ $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$ КОЭФФИЦИЕНТОВ c_k И c_h
ПО ИЗМЕРЕННЫМ ПЛОТНОСТЯМ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ
 γ - ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

PSR B	P (с)	$10^{-15} \dot{P}$	d (кпк)	S_{400} (мЯн)	$10^{10} F_\gamma^0$ (эрг/см ² с)	$\frac{\Omega_\gamma}{c_h}$	$\frac{c_h^{4.95}}{c_k^{0.6}}$
0531+21	0.0334	421	2	950	11	1.26	30.28
0833-45	0.0893	125	0.50	5000	74	0.305	54.50
1055-52	0.197	5.83	1.53	80	4.4	0.0805	64.01
1706-44	0.102	93.0	1.82	16.4	8.9	0.139	18.13
1951+32	0.0395	5.85	2.5	7	1.7	0.408	50.85

Плотности потоков энергии γ - излучения известны для 6 пульсаров [12]. В табл.1 не включен объект J0633+1746 (Geminga), так как для него данных о монохроматической плотности потока энергии S_{400} в таблице пульсаров Тейлора и соавторов нет [13,14].

В табл.1 по формуле (23) вычислена комбинация $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$ для пяти пульсаров, для которых имеются все необходимые данные. Среднее значение чисел, приведенных в последнем столбце таблицы, равно

$$\frac{c_h^{4.95}}{c_k^{0.6}} \approx 43.55. \quad (24)$$

Полученное значение комбинации $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$, несомненно, нуждается в уточнении, которое можно произвести при получении новых данных о потоке γ - излучения пульсаров. Независимо от этой работы необходимо найти еще одно соотношение между коэффициентами c_k и c_h . Это, по-видимому, удастся сделать при дальнейших исследованиях по пульсарам (уточнение имеющихся данных о параметрах и привлечение новых измеренных параметров). Нам кажется, что ценную информацию содержит в себе микроструктура средних профилей импульсов радиоизлучения, поэтому следует особое внимание уделить исследованиям по этому вопросу.

Хотя мы считаем, что коэффициенты c_k и c_h должны быть порядка единицы, и, по-видимому, это верно, тем не менее результат (24) показывает, насколько важно иметь более точное представление об их значениях. Используя (24), теперь взамен (14) мы можем предложить более точную формулу для вычисления плотности потока энергии γ - излучения пульсара:

$$F_\gamma \approx 4.85 \cdot 10^{-10} \frac{(S_{400} d^2)^{p.2}}{d^2 P^{2/33}} \text{ эрг/см}^2 \text{с.} \quad (25)$$

Конечно, по ходу открытия новых источников γ - излучения пульсаров и дальнейшего повышения точности измерения их плотности потока энергии F_γ^0 найденное значение $c_h^{4.95}/c_k^{0.6}$ будет уточнено. Но, как видно из табл.1, значения этой комбинации для рассмотренных пульсаров не сильно отличаются друг от друга, что внушает доверие к правдоподобности результата (24).

В табл.2 приведен список пульсаров с относительно большими ожидаемыми плотностями потоков энергии γ - излучения, вычисленными по формуле (25). Из этого списка пропущены пульсары, для которых потоки F_γ уже измерены.

Таблица 2

СПИСОК ПУЛЬСАРОВ С ОЖИДАЕМЫМИ ОТНОСИТЕЛЬНО БОЛЬШИМИ ПЛОТНОСТЯМИ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

PSR B	P (с)	$10^{15} \dot{P}$	d (кпк)	$S_{\text{см}}$ (мЯн)	$10^{10} F_\gamma$ (эрг/см ² с)	PSR B	P (с)	$10^{15} \dot{P}$	d (кпк)	$S_{\text{см}}$ (мЯн)	$10^{10} F_\gamma$ (эрг/см ² с)
0950+08	0.2531	0.229	0.12	400	517	1604-00	0.4218	0.306	0.59	60	26.9
1929+10	0.2265	1.16	0.17	250	271	1919+21	1.337	1.35	0.66	200	26.8
1133+16	1.188	3.73	0.27	300	122	2045-16	1.962	11	0.64	125	25.0
0833-45	0.0893	125	0.5	5000	92.7	0826-34	1.849	1	0.52	16	23.2
0809+74	1.292	0.168	0.31	80	74.8	0031-07	0.943	0.408	0.68	95	22.4
1451-68	0.2634	0.0988	0.45	350	60.6	1534+12	0.0379	0.0024	0.68	36	22.2
0823+26	0.5307	1.71	0.38	65	54.5	1112+50	1.656	2.49	0.54	14	21.4
1952+29	0.4267	0.0016	0.42	20	37.2	0834+06	1.274	6.8	0.72	85	19.7
2327-20	1.644	4.63	0.49	50	32.3	0906-17	0.4016	0.67	0.62	16	19.1
1237+25	1.382	0.961	0.56	110	30.8	0450+55	0.3407	2.37	0.78	60	17.4
1730-2304	0.8717	0.0421	0.51	25	27.3	0942-13	0.5703	0.0462	0.7	25	16.9
2307+2225	0.5358	0.0087	0.38	2	27.2	1908+0734	0.2124	0.825	0.58	3.5	16.3

Итак, считая, что соотношение (24) приблизительно верно, будем искать дополнительные аргументы для определения коэффициентов c_k и c_h . Такую дополнительную информацию можно получить, рассматривая возможные значения магнитных моментов μ и моментов инерции I нейтронных звезд, вычисленным по формулам (5) и (19) соответственно, и сопоставляя их со сложившимися представлениями в первом случае и с теоретическими результатами - во втором.

Так, по формуле (5) для 477 пульсаров была вычислена величина $(c_k^{1.2}/c_h^{0.15})_{\mu 30}$:

$$(c_k^{1.2}/c_h^{0.15})_{\mu_{30}} \approx 1.33 \cdot 10^{-3} (S_{400} d^2)^{0.6} / P^{1/35}.$$

Оказалось, что ее возможные значения охватывают интервал

$$0.01 \leq (c_k^{1.2}/c_h^{0.15})_{\mu_{30}} \leq 1. \quad (26)$$

На основе наблюдательных и теоретических фактов сложилось представление, что типичное значение магнитного момента нейтронных звезд приблизительно равно 10^{30} эрг/Гс. Если считать, что в этих звездах магнитные моменты приблизительно пропорциональны их массам; $\mu_{\max}/\mu_{\min} \approx M_{\max}/M_{\min} \approx 70$, тогда, принимая $\mu_{\max} \approx 100 \mu_{\min} \approx 10^{31}$, из (26) получаем вторую связь между коэффициентами и c_k и c_h :

$$c_h^{0.15}/c_k^{1.2} \approx 10. \quad (27)$$

Это уравнение, вместе с (24), дает $c_k \approx 0.0875$, $c_h \approx 1.595$. Ниже, как наиболее близкие к этим значениям и наивероятные значения примем

$$c_k \approx 0.075; \quad c_h \approx 1.57. \quad (28)$$

Некоторым аргументом в пользу приведенного выбора значений коэффициентов c_k и c_h дает рассмотрение значений величины $I'_{44} = (c_h^{3.9} c_k^{-0.2}) I_{44}$ для 477 пульсаров, рассчитанных по формуле (19). На рис.1 справа приведен график числа $N(\log I'_{44})$ этих пульсаров с логарифмами моментов инерции, большими заданного $\log I'_{44}$ (интегральное распределение числа пульсаров по $\log I'_{44}$). Кривая слева представляет интегральное распределение $N(\log I_{44}^0)$ тех же 477 пульсаров в предположении, что в отсутствие ошибок их истинное распределение по теоретическим значениям моментов инерции в интервале (20) $(-1.482 \leq \log I_{44}^0 \leq 1.477)$ должно быть однородным, т.е. $dN = \text{const} \cdot dI_{44}^0$, где

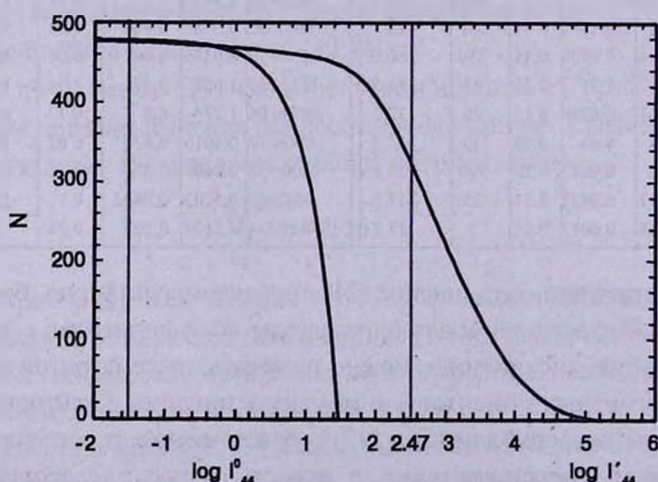


Рис.1. Интегральное распределение 477 пульсаров по моментам инерции нейтронных звезд (число пульсаров N с моментами инерции, превышающими заданное значение). Кривая слева представляет зависимость $N(\log I_{44}^0)$ по теории, а кривая справа - зависимость $N(\log I'_{44})$, где $I' = (c_h^{3.9}/c_k^{0.2}) I$ рассчитано по формуле (19).

$\text{const} = 477 / (I_{\max}^0 - I_{\min}^0) \approx 15.9$. Тогда

$$N(\log I_{44}^0) \approx 15.9 (30 - 10^{\log I_{44}^0}).$$

В идеальном случае при $c_h^{3.9}/c_k^{0.2} = 1$ и отсутствии ошибок в значениях моментов инерции (вычисленных по формуле (19)) эти кривые должны совпадать. Таким образом, причиной не совпадения рассматриваемых кривых являются неточности в значениях моментов инерции (в основном обусловленные ошибками величин d и S_{400}) и то, что $c_h^{3.9}/c_k^{0.2} \neq 1$. Считая приведенные в (28) значения коэффициентов c_k и c_h правдоподобными, мы можем выяснить относительную роль коэффициента $c_h^{3.9}/c_k^{0.2}$ и ошибок I в вопросе расхождения рассмотренных кривых. В согласии с (28)

$$c_h^{3.9}/c_k^{0.2} = 9.75. \quad (29)$$

Используя этот результат, определим то значение I'_{44} , которое соответствует верхней границе $I_{44}^0 = 30$ интервала теоретических значений моментов инерции нейтронных звезд;

$$I'_{44} = 30(c_h^{3.9}/c_k^{0.2}) = 292.5; \quad \log I'_{44} = 2.466.$$

Этой абсциссе соответствует ордината $N(\log I'_{44}) = N(2.466) = 330$ интегрального распределения числа пульсаров по $\log I'_{44}$, что составляет 69% полного числа пульсаров. Отсюда можно заключить, что 69% расхождений, приведенных на рис.1 кривых, обусловлены ошибками моментов инерции и лишь 31% - приведенным в (29) значением коэффициента $c_h^{3.9}/c_k^{0.2}$. Это вполне разумный результат и он, по сути дела, является также некоторым подтверждением правдоподобности приведенного в (28) выбора.

4. Заключение. Таким образом, важнейшие характеристики пульсара (мощности радио - и гамма - излучений, телесные углы пучков излучений, магнитный момент, момент инерции и масса нейтронной звезды) определяются через плотность монохроматического потока энергии S_{400} , расстояние d и скорость замедления периода $\dot{P}$. К сожалению, возможности здесь ограничены относительно большими ошибками, которые допускаются при нахождении величин S_{400} и d . Но по мере дальнейшего совершенствования техники измерений, по-видимому, можно в этом вопросе достичь заметного прогресса.

Теперь, учитывая приведенные в (28) значения коэффициентов c_k и c_h , мы представим сводку основных формул теории пульсаров: магнитный момент нейтронной звезды пульсара:

$$\mu \approx 3.19 \cdot 10^{28} \frac{(S_{400} d^2)^{p.6}}{P^{1/35}} \text{ эрг / Гс}, \quad (30)$$

высота магнитной воронки (область, где развиваются основные радиационные процессы и формируется радиоизлучение пульсара):

$$h \approx 5.33 \cdot 10^6 \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{P^{6.2}} \text{ см}, \quad (31)$$

телесный угол пучка радиоизлучения:

$$\Omega_{\text{рад}} \approx 7.92 \cdot 10^{-3} \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{P^{1.2}}, \quad (32)$$

мощность потока энергии радиоизлучения (радиосветимость пульсара):

$$L_0 \approx 4 \cdot 10^8 S_{400} \Omega_{\text{рад}} d^2 \approx 3.02 \cdot 10^{23} \frac{(S_{400} d^2)^{1.2}}{P^{1.2}} \text{ эрг / с}, \quad (33)$$

телесный угол пучка γ - излучения:

$$\Omega_{\gamma} \approx 0.0182 \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{P^{1.2}}, \quad (34)$$

плотность потока энергии γ - излучения:

$$F_{\gamma} \approx 4.85 \cdot 10^{-10} \frac{(S_{400} d^2)^{0.2}}{d^2 P^{2/35}} \text{ эрг / см}^2 \cdot \text{с}, \quad (35)$$

мощность потока энергии γ - излучения (гамма-светимость пульсара):

$$L_{\gamma} = F_{\gamma} \Omega_{\gamma} d^2 \approx 8.41 \cdot 10^{31} \frac{(S_{400} d^2)^{0.4}}{P^{44/35}} \text{ эрг / с}, \quad (36)$$

мощность потока электронов через радиационный канал:

$$I_e \approx 2.91 \cdot 10^{31} \frac{(S_{400} d^2)^{0.4}}{P^{29/35}} \text{ частиц / с}, \quad (37)$$

момент инерции нейтронной звезды пульсара

$$I \approx 4.21 \cdot 10^{30} \frac{(S_{400} d^2)^{0.4}}{P} P^{61/35} \text{ г} \cdot \text{см}^2, \quad (38)$$

связь между массой и моментом инерции нейтронных звезд:

$$\frac{M}{M_{\odot}} \approx 0.245 I_{44}^{0.605}. \quad (39)$$

Напомним, что по теории значения массы и моментов инерции нейтронных звезд находятся в интервалах:

$$0.0309 \leq M/M_{\odot} \leq 2.14, \quad 3.3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2, \quad (40)$$

а радиусы $R \approx 10$ км. Необходимо иметь в виду, что формула (38) относится только к изолированным пульсарам, не подверженным каким либо внешним воздействиям. Напомним, что в вышеприведенных формулах S_{400} выражено в единицах миллиЯнских, а расстояние d - в килопарсеках.

Заметим, что реализация описанной здесь программы нахождения параметров нейтронных звезд I и M осложнена ошибками, допускаемыми при определении величин S_{400} и d . По этой причине для значительной части объектов значения моментов инерции выпадают из интервала, указанного в (40), и тем самым становится невозможным решение поставленной задачи. В табл.3 приведены основные параметры некоторых пульсаров (с типичными периодами), вычисленные

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ПУЛЬСАРОВ

PSRB	P (с)	$10^{15} \dot{P}$	d (кпк)	$S_{\text{эф}}$ (мЯн)	$10^{-30} \mu$ эрг/ГС	$\frac{c_k^{3.9}}{0.2} I_{44}$ (г см ²)	$\Omega_{\text{пл}}$	$\log L_{\text{пл}}$ (эрг/с)	Ω_i	$\log L_i$ (эрг/с)
1620-26	0.01108	0.00079	1.80	15	0.372	958	3.82	27.85	8.80	35.05
1802-07	0.02310	0.000475	3.10	3.1	0.272	4718	1.43	27.21	3.30	34.57
0531+21	0.03340	421	2.00	950	4.93	0.0704	2.43	29.55	5.60	35.21
1951+32	0.03953	5.84	2.50	7	0.337	1.14	0.813	27.13	1.87	34.34
0540-69	0.05038	479	49.4	0.7	3.02	0.0920	1.27	28.92	2.91	34.84
1913+16	0.05903	0.00863	7.13	4	0.838	2872	0.683	27.72	1.57	34.39
0833-45	0.08931	125	0.50	5000	2.46	0.844	0.598	28.46	1.38	34.48
1706-44	0.1024	93.0	1.82	16.4	0.374	0.411	0.271	26.75	0.624	33.86
1356-60	0.1275	6.34	5.91	105	4.65	47.6	0.484	28.83	1.11	34.47
1800-21	0.1336	134	3.94	20	1.06	0.910	0.279	27.52	0.642	34.02
0355+54	0.1564	4.40	2.07	55	0.890	32.7	0.219	27.29	0.503	33.88
0740-28	0.1668	16.8	1.89	300	2.21	17.5	0.274	28.05	0.631	34.11
1055-52	0.1971	5.83	1.53	80	0.771	33.6	0.158	27.05	0.364	33.72
0331+45	0.1692	0.00739	2.05	5	0.206	19047	0.0703	25.75	0.162	33.16
0410+69	0.3907	0.0765	1.56	7	0.179	3238	0.0431	25.45	0.0992	32.93
2334+61	0.4953	192	2.46	9	0.358	3.11	0.0409	25.93	0.0941	33.00
2217+47	0.5385	2.77	2.45	135	1.80	733	0.0635	27.29	0.146	33.42
0957-47	0.6701	0.0820	2.96	16	0.625	17974	0.0344	26.26	0.0791	33.00
1810+02	0.7939	3.60	5.80	4	0.607	541	0.0278	26.15	0.0640	32.90
2053+21	0.8152	1.34	2.11	10	0.312	978	0.0216	25.56	0.0497	32.69
1940-12	0.9724	1.66	1.65	13	0.271	980	0.0167	25.35	0.0384	32.55
1942-00	1.046	0.536	3.40	40	1.26	9631	0.0256	26.65	0.0589	32.96
2151-56	1.374	4.23	0.86	2.1	0.0411	201	0.00590	23.54	0.0136	31.82
1846-06	1.451	45.7	3.66	30	1.15	189	0.0168	26.41	0.0387	32.76
2241+69	1.665	4.82	2.30	3	0.165	625	0.00746	24.65	0.0172	32.12
1828-60	1.889	0.270	1.85	5.5	0.182	14885	0.00663	24.68	0.0153	32.08
1834-06	1.906	0.770	4.95	8.4	0.764	13801	0.0106	25.92	0.0244	32.49
2045-16	1.962	11.0	0.64	125	0.331	582	0.00774	25.18	0.0178	32.24
2034+19	2.074	2.04	2.05	2	0.112	1679	0.00505	24.21	0.0116	31.89
2321-61	2.348	2.60	1.12	4	0.0818	1331	0.00392	23.88	0.00903	31.73
1010-23	2.518	1.40	1.64	4	0.129	3787	0.00420	24.24	0.00967	31.83
0320+39	3.032	0.638	1.47	35	0.414	25063	0.00497	25.16	0.0114	32.07
0525+21	3.746	40.0	2.27	60	0.957	1015	0.00511	25.78	0.0118	32.19
1845-19	4.308	23.3	0.96	20	0.176	720	0.00246	24.24	0.00565	31.63

Примечание к таблице: При вычислении магнитных моментов μ , мощностей радио- и гамма - излучений $L_{\text{пл}}$, L_i , а также телесных углов пучков этих излучений $\Omega_{\text{пл}}$, Ω_i принято $c_k = 0.075$ и $c_i = 1.57$. Для получения значений моментов инерции нейтронных звезд необходимо приведенные в седьмой колонке числа разделить на $c_k^{3.9}/c_i^{1.2} = 9.75$.

по вышеприведенным формулам. Поскольку радио - и гамма - излучения образуются в нижней части канала открытых магнитных силовых линий пульсара, то, очевидно, телесные углы пучков этих излучений должны быть заметно меньше единицы. То обстоятельство, что для некоторых пульсаров эти телесные углы оказываются порядка единицы, очевидно обусловлено большими ошибками, допущенными при определении S_{400} и d для этих объектов. Примечательно, что все основные характеристики пульсара определяются только монохроматическим потоком энергии радиоизлучения $S_{400}d^2$, за исключением момента инерции нейтронной звезды, для которого кроме этого требуется также знание $\dot{P}$. Отсюда ясно, насколько важное значение для пульсаров имеет точное определение $S_{400}d^2$. Полезную информацию по этому вопросу можно получить из формулы (32) для телесного угла пучка радиоизлучения. Так, требуя, чтобы $\Omega_{\text{рад}} \ll 1$, из этой формулы получаем следующее ограничение

$$S_{400} d^2 \ll 5 \cdot 10^{10} P^6, \quad (41)$$

служившее критерием того, что в измерениях $S_{400}d^2$ не были допущены большие ошибки в сторону завышения.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

DETERMINATION OF PARAMETERS OF NEUTRON STARS IN PULSARS

G.S.SAHAKIAN, H.F.KHACHATRIAN

It is shown, that the knowledge of density of energy flux of radio emission, rate of period increasing and distance to the pulsar permits the calculation of all remaining important characteristics (the solid angle of radio emission beam, radioluminosity, solid angle of gamma beam, density of energy flux of gamma-radiation, as well as the magnetic moment, moment of inertia and mass of a neutron star). The formulae used for calculations of these quantities are given. For illustration the results of calculations for a number of pulsar are given in Tables 2 and 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, **39**, 303, 489, 1996.
2. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, **42**, 263, 1999.
3. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, 43,147,2000.
4. Г.С.Саакян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика*, **42**, 433, 1999.
5. Г.С.Саакян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика*, **42**, 631, 1999.
6. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, **38**, 143, 1995.
7. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, **39**, 303, 1996.
8. Г.С.Саакян, *Физика нейтронных звезд*, ОИЯИ, Дубна, 1995.
9. Г.С.Саакян, *Астрофизика*, **42**, 253, 1999.
10. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, М., 1972 (англ. пер. 1974).
11. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
12. P.Goldoni, C.Musso, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, **120**, 103, 1996.
13. J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, F.Comilo, *Unpublished work (Internet)*, 1995.
14. J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **88**, 529-568, 1993.